



Etude des performances du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE

Fabien Guérin

► To cite this version:

Fabien Guérin. Etude des performances du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Journées Jeunes Chercheurs 2004, Nov 2004, Ile de Berder, France. pp.1-5. in2p3-00023618

HAL Id: in2p3-00023618

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00023618>

Submitted on 19 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Étude des performances du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE

Fabien GUERIN

*Laboratoire de Physique Corpusculaire, CNRS-IN2P3
Université Blaise-Pascal, Clermont-Ferrand*



Résumé

ALICE [1] (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes qui opérera au LHC (Large Hadron Collider) en 2007. Le but de cette expérience est de mettre en évidence et d'étudier le plasma de quarks et de gluons (QGP) [2]. Une des signatures possibles de ce nouvel état de la matière est la variation du taux de production des quarkonia lorsque l'on passe d'une phase purement hadronique à une phase de déconfinement. Le spectromètre à muons d'ALICE [3] permettra de détecter les quarkonia via le canal de désintégration en dimuons. Un système de déclenchement appelé "trigger" associé au spectromètre permet de sélectionner les événements physiquement intéressants (contenant des quarkonia) en effectuant des coupures sur l'impulsion transverse des muons.

Cet article présente les performances du système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE en terme d'efficacité de détection et de taux de trigger.

1.1 Le plasma de quarks et de gluons

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie de l'interaction forte qui décrit la dynamique des quarks et des gluons. Pour comprendre la structure des hadrons à partir de ses constituants élémentaires (quarks), cette théorie suppose un nouveau degré de liberté : la charge de couleur. Cette charge de couleur explique l'interaction entre les quarks par l'intermédiaire d'un champ de couleur. A basse énergie, ce champ de couleur est responsable du confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons. Compte tenu de l'évolution de la constante de couplage en fonction de l'énergie ou de la température, la QCD prédit une nouvelle phase de la matière nucléaire où les quarks et les gluons sont quasi-libres : le plasma de quarks et de gluons. D'après les calculs de QCD sur réseau [4], une température critique de l'ordre de 170 MeV (à $\mu_B=0$) est nécessaire pour passer d'un état confiné à un état déconfiné. Cette température critique correspond à une densité d'énergie d'environ 1 GeV/fm³, ce qui représente environ 7 fois la densité de la matière nucléaire

ordinaire.

L'étude du plasma de quarks et de gluons peut également nous renseigner sur la nature de l'univers primordial. En effet, on pense que l'univers se trouvait sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons durant les premières microsecondes après le Big Bang car il présentait des caractéristiques thermodynamiques proches de celles du QGP. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent de recréer en laboratoire un système chaud et dense dont les conditions thermodynamiques sont favorables à l'apparition d'un QGP.

La mise en évidence du plasma de quarks et de gluons nécessite la mesure d'observables sensibles au déconfinement (QGP). Une des possibles signatures est la variation du taux de production des quarkonia lorsque l'on passe d'un état confiné à un état déconfiné de la matière nucléaire. La démarche expérimentale consiste à faire varier la densité d'énergie en faisant passer le système d'une phase purement hadronique (collision proton-proton) vers une phase de plasma (collision noyaux-noyaux). Si des différences significatives sont constatées, et que ces variations sont inexplicables par des modèles mettant en jeu des processus purement hadronique, alors elles peuvent constituer une preuve de la formation d'un QGP.

1.2 Les quarkonia

1.2.1 Généralités

Les quarkonia sont des état liés quark-antiquark, comme par exemple le J/Ψ qui est un état lié $c\bar{c}$ ou le Υ qui est un état lié $b\bar{b}$. Le potentiel de couleur qui lie le quark et l'antiquark séparés par une distance r s'écrit :

$$V(r) = \sigma \cdot r + \frac{\alpha}{r}, \quad (1.1)$$

où le premier terme modélise le confinement des quarks à grand r , tandis que le deuxième représente la répulsion des quarks à petit r (terme coulombien).

Connaissant le potentiel d'interaction, la spectroscopie des quarkonia est décrite par analogie avec l'atome d'hydrogène. On détermine ainsi les caractéristiques de

ces états liés (masse, durée de vie, énergie de liaison, rayon de Bohr). Le tableau 1.1 répertorie la masse et le rapport de branchement en dimuons de ces états liés. Compte tenu de leurs masses, le J/Ψ et le Υ sont les états fondamentaux respectivement du charmonium ($c\bar{c}$) et du bottomium ($b\bar{b}$).

	J/Ψ	Ψ'	Υ	Υ'	Υ''
m (GeV)	3.1	3.7	9.5	10.0	10.3
BR($\mu^+\mu^-$)	5.9%	0.007%	2.5%	1.3%	1.8%

TAB. 1.1 – Masse et rapport de branchement en dimuons pour le charmonium et le bottomium

Lors des collisions proton-proton, la production des quarkonia [5] se décompose en deux étapes qui correspondent à deux échelles d'énergies différentes. La première étape consiste à produire une paire quark-antiquark par fusion de gluons ou annihilation quark-antiquark ($E \gg \Lambda_{QCD}$), suivi d'une deuxième étape où la paire quark-antiquark fusionne pour former un quarkonium ($E \ll \Lambda_{QCD}$). Dans le spectromètre à muons d'ALICE, les quarkonia sont détectés via le canal de désintégration en dimuons, car les muons interagissent peu avec la matière et ne sont pas sensibles à la phase hadronique (interaction forte) qui succède à la phase de plasma.

1.2.2 Influence du QGP

En 1986, H. Satz [6] a émis l'hypothèse que les quarkonia pourrait être une signature du plasma de quarks et de gluons. En effet, dans un milieu dense et chaud comme le QGP, le potentiel quark-antiquark subit un écrantage de Debye avec un rayon caractéristique R_D inversement proportionnel à la température du milieu. D'après les calculs de QCD sur réseau [7], le potentiel quark-antiquark dans un milieu de type QGP s'écrit :

$$V(r, T) = \sigma R_D \left(1 - e^{-r/R_D}\right) - \frac{\alpha}{r} e^{-r/R_D}, \quad (1.2)$$

Si le rayon de Bohr du quarkonia qui représente la distance quark-antiquark est supérieur au rayon de Debye, alors le quark et l'antiquark ne peuvent plus fusionner pour former un quarkonia dû à l'écrantage. Nous pouvons alors définir une température de dissociation T_D qui est la température à partir de laquelle le quarkonia est totalement dissocié. D'après les calculs de QCD sur réseau [7], la température de dissociation est de l'ordre de 200 MeV pour le J/Ψ et de l'ordre de 400 MeV pour le Υ , sachant que les états fondamentaux comme le J/Ψ et le Υ sont dissociés pour une température plus élevée que pour les états excités car le rayon de Bohr des états excités est supérieur à celui de l'état fondamental.

Une suppression du J/Ψ et du Υ doit donc être observée au delà de la température critique de transition de phase de la matière nucléaire.

1.3 Le spectromètre à muons d'ALICE

ALICE est une expérience du LHC qui regroupe environ 1000 membres répartis dans 77 laboratoires et 28 pays. Ce détecteur est dédié à l'étude du plasma de quarks et de gluons. Les collisions proton-proton ($\sqrt{s_{NN}}=14$ TeV), calcium-calcium ($\sqrt{s_{NN}}=6.3$ TeV) et plomb-plomb ($\sqrt{s_{NN}}=5.5$ TeV) sont les principaux systèmes qui seront étudiés par l'expérience ALICE. Le spectromètre dimuons du détecteur ALICE est dédié à la détection des quarkonia.

1.3.1 Description

La figure 1.1 présente le spectromètre à muons. Sa couverture angulaire est comprise entre de 2° et 9° . Le spectromètre se divise en 5 sous-parties qui sont :

- **L'absorbeur conique** : Situé à 1 m du point d'interaction, il couvre l'acceptance du spectromètre et a été optimisé pour réduire le bruit de fond mésonique (π , K).
- **le blindage faisceau** : Le faisceau traversant de part en part le détecteur, il doit être blindé de manière à éviter les interactions entre le faisceau et les particules produites à petit angle lors de la collision.
- **Le système de trajectographie** : Composé d'un aimant et de 5 stations comprenant chacune 2 plans de détection, il permet de reconstruire l'impulsion d'une particule chargée déviée par l'aimant.
- **Le filtre à muons** : Son rôle est d'absorber les hadrons encore présents après la traversée de l'absorbeur conique réduisant ainsi le flux de particules sur les chambres de trigger.
- **Le trigger** : Situé après le filtre à muons et composé de deux stations ayant chacune 2 plans de détection, il sélectionne les muons qui pourraient provenir de la désintégration des quarkonia.

1.3.2 Sources de muons

Dans le spectromètre à muons, de nombreuses sources de muons rendent délicat la détection des quarkonia (Φ , J/Ψ et Υ). Ce bruit de fond se compose de muons qui proviennent de la désintégration des pions et des kaons, des mésons D ("charme"), des mésons B ("beauté"). La figure 1.2 résume le poids relatif de chaque source. Ces courbes représentent le nombre



FIG. 1.1 – Spectromètre à muons de l'expérience ALICE.

moyen de muons produits dans l'acceptance du spectromètre lors d'une collision centrale Pb-Pb.

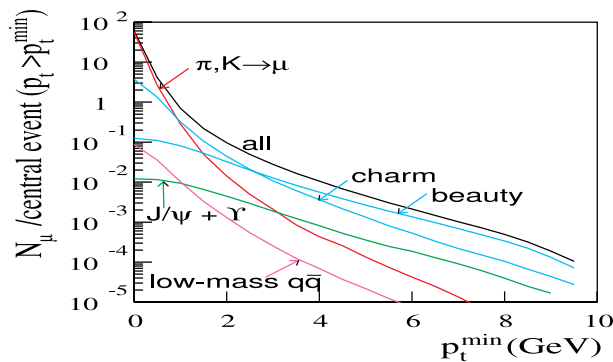


FIG. 1.2 – Multiplicité de muons provenant des différentes sources pour des collisions centrales Pb-Pb.

À l'aide de simulations, le nombre moyen de muons atteignant les chambres de trigger a été estimé pour des collisions centrales Pb-Pb et Ca-Ca. Les résultats sont reportés dans le tableau 1.2. Il faut noter que la principale source de bruit de fond provient de la désintégration des pions et des kaons.

collisions	charme	beauté	pions & kaons
Pb-Pb centrales	1.8	0.1	11
Ca-Ca centrales	0.22	0.013	2

TAB. 1.2 – Nombre moyen de muons qui atteignent le trigger pour des collisions centrales Pb-Pb et Ca-Ca.

1.3.3 Le trigger

Le trigger est composé de deux stations comprenant chacune deux plans de détection. Le rôle du trigger dimuons est de sélectionner les événements physiquement intéressants (détection des quarkonia). Le sys-

tème de déclenchement a deux principales contraintes. D'une part, son temps de décision doit être inférieur à 700 ns, et d'autre part sa fréquence de déclenchement doit se limiter à 1 kHz compte tenu de la bande passante de l'acquisition d'ALICE.

La variable discriminante utilisée par le système de déclenchement est l'impulsion transverse des muons. Le trigger dispose de deux coupures sur l'impulsion transverse, la première appelée "seuil bas p_t " ($p_t > 1$ GeV/c) est optimisée pour la physique du J/Ψ , tandis que la deuxième appelée "seuil haut p_t " ($p_t > 2$ GeV/c) est optimisée pour la physique du Υ . Sur la figure 1.2, nous pouvons observer les conséquences de ces deux coupures sur le bruit de fond. Les informations recueillies en sortie du trigger pour les deux seuils en impulsion transverse sont :

- le nombre de muons simples,
- le nombre de paires de muons de même signe,
- le nombre de paires de muons de signes différents.

Ces informations sont ensuite envoyées au CTP (Central Trigger Processor) qui centralise les trigger des différents sous-détecteurs. Le CTP traite alors les informations reçues et juge si l'acquisition des données est nécessaire.

1.4 Etude des performances du trigger

La qualité du système de trigger peut-être quantifiée en évaluant l'efficacité de détection des quarkonia, ainsi que l'efficacité de rejection du bruit de fond. Il est également important d'évaluer les taux de trigger qui sont limités à 1 kHz par l'acquisition d'ALICE.

Des simulations vont permettre d'évaluer les performances du trigger. La démarche consiste à générer le signal (J/Ψ , Υ) et le bruit de fond hadronique (π , K , charme et beauté) suivant des paramétrisations en (p_t, η) . Les particules ainsi générées sont ensuite transportées à travers le détecteur par l'intermédiaire de GEANT 3 qui traite l'interaction particule-particule et particule-matière (détecteur). La désintégration des particules est assurée par l'outil JETSET couplé à GEANT 3. Finalement, on obtient le nombre de muons simples et de paires de muons qui déclenchent les seuils du trigger en p_t .

1.4.1 Efficacité de trigger

L'efficacité de trigger consiste à évaluer le pourcentage de muons qui passent les différentes coupures du trigger parmi les muons qui touchent au minimum 3 plans sur 4 de ce dernier. Les efficacités de détection pour le signal et pour le bruit de fond sont répertoriées respectivement dans les tableaux 1.3 et 1.4.

	Φ	J/Ψ	Ψ'	Υ
sans coupure	57%	90%	94%	99%
$p_t > 1$ GeV/c	13%	69%	80%	99%
$p_t > 2$ GeV/c	2%	20%	27%	91%

TAB. 1.3 – Efficacité de trigger pour les quarkonia.

	(π, κ)	charme	beauté
sans coupure	45%	68%	90%
$p_t > 1$ GeV/c	13%	24%	68%
$p_t > 2$ GeV/c	4%	8%	36%

TAB. 1.4 – Efficacité de trigger pour les muons du bruit de fond hadronique et du continuum physique.

D’après les tableaux 1.3 et 1.4, on note tout d’abord une efficacité de 69% pour le J/Ψ (seuil bas p_t), et une efficacité de 90% pour le Υ (seuil haut p_t). Le bruit de fond mésonique (π , K) est fortement réduit. En effet, 13% des pions et des kaons passent le seuil bas p_t , et seulement 4% passent le seuil haut p_t .

1.4.2 Taux de trigger dimuons

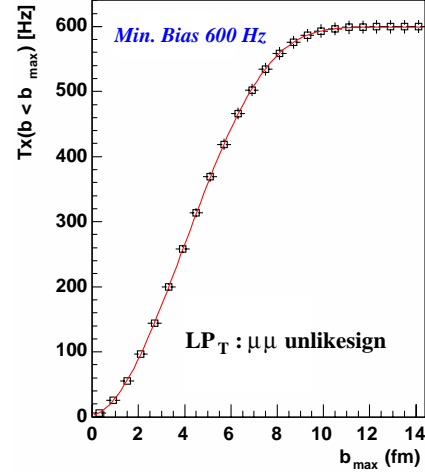
Le taux de trigger T_X s’exprime à partir de la probabilité de trigger P et du nombre de collisions par seconde N_C . La fréquence de déclenchement du trigger s’écrit :

$$T_X = P \times N_C \quad (1.3)$$

La probabilité de trigger P est la probabilité qu’une collision délivre au minimum un signal de trigger dimuons. Le nombre de collisions par seconde et la probabilité de trigger dépendent de la centralité de la collision. Pour caractériser les collisions noyaux-noyaux, il faut donc définir une variable cinématique qui est le paramètre d’impact (b). Il représente la distance entre le centre des deux noyaux lors de la collision. Ce paramètre permet ainsi de séparer les collisions par classe de centralité ($b_1 < b < b_2$).

Connaissant la multiplicité de bruit de fond (π , K, charme et beauté) pour des collisions centrales ($b \simeq 0$), le modèle de Glauber [8] permet d’estimer la multiplicité de bruit de fond pour chaque classe de centralité. A partir de cette multiplicité, une loi poissonnienne permet de calculer la probabilité de trigger. On obtient finalement les taux de trigger pour chaque classe de centralité. La figure 1.3 représente les taux de trigger dimuons intégrés pour le seuil bas p_t en fonction du paramètre d’impact pour des collisions Pb-Pb.

En sommant les taux de trigger sur le paramètre d’impact, on obtient ainsi les taux de trigger dimuons pour des collisions dites “minimum bias” qui sont répertoriés dans le tableau 1.5.

FIG. 1.3 – Taux de trigger dimuons pour le seuil bas p_t en fonction du paramètre d’impact pour des collisions Pb-Pb.

	$T_X(p_t > 1 \text{ GeV/c})$	$T_X(p_t > 2 \text{ GeV/c})$
Collision Pb-Pb	Bdf : 600 Hz J/Ψ : 1.5 Hz	Bdf : 125 Hz Υ : 0.025 Hz
Collision Ca-Ca	Bdf : 1200 Hz J/Ψ : 6.5 Hz	Bdf : 150 Hz Υ : 0.09 Hz

TAB. 1.5 – Taux de trigger dimuons pour des collisions minimum bias

La fréquence des collisions minimum bias est de 8000 Hz en mode Pb-Pb, et de 3×10^5 Hz en mode Ca-Ca. Pour le seuil bas p_t , le trigger dimuons présélectionne 7.5% d’événements en mode Pb-Pb et 0.4% d’événements en mode Ca-Ca. Tandis que pour le seuil haut p_t , 1.5% des événements sont présélectionnés en mode Pb-Pb et 0.07% en mode Ca-Ca. Le rapport signal sur bruit est élevé car les résonances sont localisées dans un pic en masse.

Il faut également noter que le système de déclenchement d’ALICE est complété par un trigger de haut niveau ou H.L.T (High Level Trigger). Il permet une sélection plus fine des événements ainsi qu’une compression des données à stocker sur les supports permanents.

1.5 Conclusion et Perspectives

Concernant les performances du trigger, on note une efficacité de 69% pour le J/Ψ et 90% pour le Υ . Il faut également souligner que les taux de trigger dimuons satisfont les contraintes d’ALICE.

Ces taux de trigger ont été évalués à partir d’événements paramétrisés. Il nous reste maintenant à générer des événements complets pour chaque classe de centra-

lité en utilisant le générateur HIJING et la grille de calcul (GRID). À partir de ces événements plus réalistes, nous réévaluerons les taux de trigger, et nous les comparerons avec les taux de trigger que j'ai présentés dans cet article.

Références

- [1] ALICE Collaboration, ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71 (1995).
ALICE Collaboration, ALICE Technical Proposal (Addendum), CERN/LHCC 96-32 (1996).
- [2] ALICE Collaboration, ALICE Physics Performance Report (Volume 1), CERN/LHCC 2003-049 (2003).
- [3] ALICE Collaboration, ALICE Technical Design Report of the Dimuon forward spectrometer, CERN/LHCC 99-22 (1999).
ALICE Collaboration, ALICE Technical Design Report (Addendum) of the Dimuon forward spectrometer, CERN/LHCC 2000-046 (2000).
- [4] F. Karsch, E. Laermann, A. Peikert, Nucl. Phys. B605 (2001), 579.
- [5] R. Vogt, Phys. Repts Vol 310 N4 (1999).
- [6] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. 178 B (1986) 416.
- [7] Digal et al., Phys. Rev. D64 (2001) 094015.
- [8] R.J. Glauber and G. Matthiae, Nucl. Phys. B21 (1970) 135.